Die unipolare, eindimensionale elektrische Strömung in dichten Gasen,

mit besonderer Berücksichtigung der photoelektrisch erregten Leitung.

Verkürzte Fassung

der

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde,
der hohen philosophischen Fakultät
der Universität Basel

vorgelegt von

Hans Straub
aus Basel.

Basel
Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.
1926

Die unipolare, eindimensionale elektrische Strömung in dichten Gasen,

mit besonderer Berücksichtigung der photoelektrisch erregten Leitung.

Verkürzte Fassung

der

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der philosophischen Doktorwürde,
der hohen philosophischen Fakultät
der Universität Basel

vorgelegt von

Hans Straub

aus Basel.

Basel

Buchdruckerei Emil Birkhäuser & Cie.

1926

Genehmigt von der mathematisch - naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät auf Antrag der Herren Professoren Dr. W. Matthies und Dr. A. Hagenbach.

Basel, den 24. April 1923.

Prof. **A. Buxtorf,** Dekan.

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Herrn *Hans Straub* wurde von der mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung der philosophischen Fakultät der Universität Basel erlaubt, eine verkürzte Fassung seiner Inaugural-Dissertation drucken zu lassen. Die vollinhaltliche Arbeit kann eingesehen oder entliehen werden:

1. in der Bibliothek des mathematischen Seminars der Universität Basel;
2. in der Universitätsbibliothek Basel;
3. in der Schweizerischen Landesbibliothek in Bern.

Die unipolare, eindimensionale elektrische Strömung in dichten Gasen,

mit besonderer Berücksichtigung der photoelektrisch erregten Leitung.

Von

Hans Straub.

Inhaltsverzeichnis.

Seite

A. Einleitung 3
B. Theoretischer Teil 4
1. Mathematische Problemstellung 4
2. Theoretische Ausführungen und Ergebnisse 6
a) Bestimmung der Strömungsfunktion 7
b) Ableitung der Feldwerte 8
c) Berechnung der Charakteristik für einen speziellen Fall . . . 10
C. Numerischer Teil 11
D. Vergleichung der experimentellen Daten mit den theoretischen Ergebnissen 11
1. Messanordnung und Messergebnisse 11
2. Prüfung der Theorie 12

A. Einleitung.

Die Theorie der bipolaren, unselbständigen, elektrischen Strömung in dichten Gasen ist zu einem gewissen Abschluss gelangt.[1]) Dies geht besonders überzeugend aus der Vergleichung der experimentellen Arbeit von SEEMANN (L. 15) mit der Dissertation von SEELIGER (L. 13) hervor. Danach lassen sich die Strömungserscheinungen in einer homogen ionisierten Gasstrecke aus der Ionengleichung, unter Verwendung einfacher Grenzbedingungen, mit befriedigender Genauigkeit darstellen. Zwar ist die Existenz einer systematischen Abweichung nicht zu ver-

[1]) u. z. insbesondere durch die Arbeiten von J. J. THOMSON (L. 19), E. RIECKE (L. 10), G. MIE (L. 8), R. SEELIGER (L. 13), P. LANGEVIN (L. 4) und G. JAFFÉ (L. 3); ferner wird auf die Monographien von J. J. THOMSON (L. 20), J. S. TOWNSEND (L. 21) und R. SEELIGER (L. 14) hingewiesen. Der Buchstabe L. deutet auf das am Schluss zusammengestellte Literaturverzeichnis hin.

kennen. In weit höherem Masse ist dies aber bei gewissen inhomogenen Ionisierungsarten, z. B. der photoelektrischen Erregung in elektronegativen Gasen, der Fall, wo die Ionisierung auf Wegstrecken von der Grössenordnung der mittleren freien Weglänge beschränkt ist. Hier wird die Ionenadsorption an den Elektroden so gross, dass sie schon zur qualitativen Darstellung der Charakteristik in Rechnung zu ziehen ist. Die theoretischen Ansätze zur Beschreibung der durch kurzwelliges Licht erregten unipolaren elektrischen Leitung in Gasen[1]) genügen denn auch nur oberflächlich den hier vorliegenden experimentellen Verhältnissen.[2])

Um diese Lücke auszufüllen, wurde das besagte Problem einer neuerlichen, durch Experimente gestützten theoretischen Behandlung unterworfen und der Nachweis erbracht, dass die im Abschnitt B 2 skizzierte Vorstellung den hier vorliegenden Verhältnissen gerecht wird.[3])

B. Theoretischer Teil.

1. Mathematische Problemstellung.[4])

Aus dem Zusammenwirken der durch die Raumladungen modifizierten äussern Feldkraft und der Bildkraft[5]) bildet sich in dem von einer unipolaren, elektrischen Strömung durchflossenen Raum, im Abstand x_k von der Kathode, eine Stelle minimalen Potentials (bezw. eine Stelle verschwindender elektrischer Feldstärke.[6]) Man wird deshalb das Strömungsgebiet zweckmässig in vier Abschnitte zerlegen: In die den Elektroden anliegenden Bildkraftfelder B_1, B_2 und in die sich daran anschliessenden, durch die Fläche minimalen Potentials von einander getrennten Räume R_1, R_2. Während das Anodenbildkraftfeld unberücksichtigt bleiben darf, kommt dem an der Erregerplatte haftenden Bildkraftfeld B_2 (x_B bis L) ein bestimmender Einfluss zu. Daselbst

[1]) s. E. v. Schweidler (L. 12), E. Rutherford (L. 11), E. Bloch (L. 1), A. Partsch (L. 9).

[2]) A. G. Stoletow (L. 18), E. v. Schweidler (L. 12), E. Bloch (L. 1), A. Partsch (L. 9).

[3]) s. a. die kurze Mitteilung von Matthies-Straub (L. 7).

[4]) Über die den math. Ausführungen zu Grunde liegenden physikalischen Voraussetzungen informiere man sich in der ausführlichen Fassung.

[5]) s. Schottky (L. 16).

[6]) Für die Hochvakuumstrahlung wies Schottky (L. 17) zum ersten Mal deutlich auf die Existenz einer solchen Fläche minimalen Potentials hin.

gilt formal für das elektrische Potential V'' die Poisson'sche Differentialgleichung (für negative Ladungen)

$$\frac{d^2 V''}{dx^2} = 4\pi\varrho''(x), \qquad [1]$$

wo die räumliche elektrische Dichte ϱ'' durch kinetisch-statistische Betrachtungen festzulegen ist. In den Gebieten

$$R_1\,(x = 0 \text{ bis } x = x_k) \quad \text{und} \quad R_2\,(x = x_k \text{ bis } x = x_B)$$

gilt für den Fall negativer Ladungen die Strömungsgleichung[1])

$$D\frac{d^3 V^{1,2}}{dx^3} + \chi\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{\frac{d^2 V^{1,2}}{dx^2}}\right) + k\frac{d}{dx}\left(\frac{dV^{1,2}}{dx}\cdot\right)^2 + 4\pi j = 4\pi J \qquad [2]$$

Dabei bedeutet: D den Diffusionskoeffizient, k die Beweglichkeit der Ionen, j die Stromdichte, J die Elektronenstromdichte,

$$\chi = (4\pi j_3)^2 \frac{k m_3}{e},$$

m_3 die Ionenmasse, j_3 die Ionenstromdichte, e das elektrische Elementarquantum, und die an V angebrachten Indizes 1, 2 beziehen sich auf die Räume R_1 resp. R_2. Die acht Integrationskonstanten der drei Differentialgleichungen zusammen mit der unbekannten Potentialdifferenz φ zwischen x_k und L erfordern die Vorgabe von neun Grenzbedingungen.[2])

In vielen Fällen lässt sich der Schwellenwert x_k durch den (aus der vom Bildkraftterm befreiten Ionengleichung errechneten) kritischen Feldwert E_k (oder sogar durch den Kathodenwert E_L) mittels der Gleichung

$$x_k = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e}{E_k}} \qquad [3]$$

approximieren; dabei sind nur noch drei Grenzwerte vorzugeben, als welche man z. B. die Elektrodenspannung $V_0 - V_L$, die Anodenfeldstärke E_0 und den Anodenwert des Feldgradienten

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_0$$

[1]) Die Ableitung der Ionengleichung aus der gaskinet. Fundamentalformel wurde in der unverkürzten Fassung gegeben.

[2]) Siehe die vollständige Fassung.

wählen mag. Das wird dann erlaubt sein, wenn die Ladungen im Bildkraftgebiet gegen diejenigen im übrigen Entladungsraum zu vernachlässigen sind, d. h. wenn x_k nahe an der Erregerplatte liegt und die Ladungen in unmittelbarer Nähe dieser Platte nicht exorbitante Beträge annehmen. Dieser Fall lässt sich am besten im Gebiete kleiner Raumdichte und grösserer Spannungen verwirklichen.

Gilt speziell die Gleichung [3], so ist der Strom für ein gegebenes Gas bestimmten Zustandes und für ein bestimmtes Emissionsgesetz nur eine Funktion von x_k resp. E_k:

$$j = j(x_k) = j(E_k) \qquad [4]$$

Die Ionengleichung [2] liefert E_k als Funktion von j und V_L:

$$E_k = E(j, V_L) . \qquad [5]$$

Die Kombination der beiden Gleichungen [4] und [5] ergibt den Ausdruck für die Charakteristik:

$$j = j(V_L) . \qquad [6]$$

Wesentlich für die hier entwickelten Vorstellungen ist die Voraussetzung, dass die Ionenströmung durch die Kraftschwelle x_k verschwindend klein ist. Da eine genaue Berechnung der sich an dieser Stelle abspielenden komplizierten Vorgänge ganz ausgeschlossen ist, so lässt sich diese Annahme kaum durch eine bessere ersetzen.

2. Theoretische Ausführungen.

Die Berechnung der Charakteristik zerfällt in zwei voneinander unabhängige Teile: einmal in die Ermittlung der Strömungsfunktion:

$$I = I(x_k) = I(E_k) \qquad [4']$$

(wo $I = j/j_m$ und j_m die Ergiebigkeit der Elektronenquelle bedeutet) und dann in die Ableitung der zwischen der Spannung V_L und dem kritischen Feldwert E_k herrschenden funktionalen Beziehung:

$$E_k = E(j, V_L) \qquad [5]$$

resp.

$$V_L = V(j, E_k) . \qquad [5']$$

a) Bestimmung der Strömungsfunktion.

Diese Funktion hängt im wesentlichen von der Emissionsart (Geschwindigkeits- und Mengenverteilung bezüglich der verschiedenen Winkel), vom Kraftfeld und vom Charakter der Zusammenstösse der Elektronen mit den Gasmolekülen ab.

Sind die Stösse vollkommen unelastisch, so ist der Strom durch die Menge derjenigen Elektronen bestimmt, welche die Ebene minimalen Potentials ohne Zusammenstoss passieren. Sind nicht alle Stösse unelastisch, so kann ein Teil der Elektronen um diese kritische Schwelle pendeln, und es ist die Bilanz dieser Hin- und Hergänge aufzustellen. Der Strom ist dann durch die Menge der Elektronen gegeben, die endgültig jenseits der Ebene minimalen Potentials absorbiert werden.

Nimmt man an, dass die Wahrscheinlichkeit eines Zusammenstosses eines Elektrons mit einem Molekül auf dem Weg zwischen zwei beliebigen Ebenen x_0 und x_k, unabhängig von der Geschwindigkeit, nur eine Funktion der entsprechenden Bogenlänge s ist, dann ist der ohne Zusammenstoss nach x_k gelangende Elektronenbruchteil:

$$I = e^{-\alpha s},$$

wo α für kleine Elektronengeschwindigkeiten, die hier in Frage kommen, gleich dem reziproken Wert der mittleren freien Weglänge λ ist.

Der erste Schritt zur Bestimmung von j besteht also in der Berechnung von s als Funktion des Emissionswinkels ϑ, der Anfangsgeschwindigkeit v_0 und von x_0 und x_k:

$$s = s\,(\vartheta, v_0, x_0, x_k)\,.$$

Wird die Anfangsgeschwindigkeit für alle austretenden Elektronen einheitlich gewählt, dann ist für den Fall unelastischer Zusammenstösse

$$I = \int_0^{\vartheta_0} e^{-\alpha s} f(\vartheta)\,\mathrm{d}\vartheta;$$

wo $f(\vartheta)$ nur noch eine Funktion des Emissionsgesetzes und ϑ_0 der obere Grenzwinkel ist.

Ist die Elektronengeschwindigkeit so gross, dass die Bahnkurven als geradlinig betrachtet werden dürfen, dann ist

$$s = \frac{x_k}{\cos\vartheta}$$

Genauer gilt im Bildkraftfeld:

$$s = \sqrt{\frac{a+2}{b+2}},$$

wo a und b Konstanten sind, die vom Bildkraftpotential $\frac{e}{4x_0}$, von der Austrittsenergie der Elektronen $\frac{m}{2}v_0^2$, von x_0 und x_k abhängen. In der ausführlichen Arbeit sind für beide Fälle die Strömungsfunktionen unter der Annahme berechnet, dass die Elektronenemission normal oder nach allen Seiten gleichmässig (isotrope Emission) oder endlich nach dem Kosinusgesetz verteilt vor sich geht.

Ist ein Teil der Zusammenstösse elastisch, dann hängt die Strömungsfunktion wesentlich vom Reflexionsvorgang ab. Die grösste Wahrscheinlichkeit hat die Annahme für sich, dass an jeder Stelle im Mittel nach allen Seiten gleichviel Elektronen reflektiert werden. Ist der Betrag r des reflektierten Bruchteils der Elektronen $r \ll 1$, so lässt sich die oben erwähnte Funktion I als erste Approximation verwenden. Als zweite Annäherung dient dann der aus den einmal reflektierten Elektronen bestehende Stromanteil I_1. Dieser setzt sich aus den diesseits der x_k-Ebene zerstreuten, und diese von rechts nach links passierenden Elektronen I_1', und den jenseits einmal reflektierten, und in umgekehrter Richtung wandernden Elektronen I_1'', nach der Relation

$$I_1 = I_1' - I_1''$$

zusammen. Dazu kommt der Anteil der zweimal usw. zerstreuten Elektronen, worüber wieder die unverkürzte Dissertation eingesehen werden möge.

b) Ableitung der Feldwerte.

Der folgende Schritt besteht darin, den Zusammenhang zwischen x_k oder (wegen der Beziehung [3]) zwischen E_k und der angelegten Spannung V_L herzustellen. Dazu dient, wie schon

erwähnt, die Lösung der Ionengleichung [2]. Die Grundlage für diesen Teil bildet eine Publikation von Herrn Prof. Matthies (L. 5). Diese enthält, nebst der Ableitung der vom Ionisierungsglied freien Ionengleichung aus den hydrodynamischen Grundgleichungen der kinetischen Gastheorie, deren strenge Lösung bei Vernachlässigung des Beschleunigungsglieds ($\chi = 0$) und zeigt den Weg, auf welchem mittels sukzessiver Approximationen auch diese Einschränkung fallen gelassen werden kann. Der Fortschritt unserer Ausführungen besteht in der Aufnahme des Ionisierungsterms in die Differentialgleichung; dann ist auch bei Vernachlässigung des Beschleunigungsglieds eine explicite Lösung nicht mehr möglich und man muss zu einer Parameterentwicklung seine Zuflucht nehmen, deren erste Approximation die eben erwähnte Lösung von (L. 5) ist. Ausser diesem Lösungsverfahren wurde noch eine zweite, im wesentlichen nach dem Parameter j_m fortschreitende Feldentwicklung angegeben; deren Vorteil besteht hauptsächlich darin, dass der Ausdruck der Charakteristik sich explizit darstellen lässt, ist aber nur für verhältnismässig geringe Stromdichten (wie z. B. für die bei photoelektrischer Erregung an einer Metallfläche vorkommenden) verwendbar.

a) I. Methode.

Vernachlässigt man das Beschleunigungsglied, dann sind die Feldgrössen, bei Kenntnis der Parameter

$$\frac{D}{k}, \qquad \psi - \frac{4\pi j}{k},$$

der Grenzwerte

$$E_0 \text{ und } E_0' = \left(\frac{dE}{dx}\right)_0$$

an der Anode, und endlich der Parameter λ und j_m vollkommen festgelegt. Also ist:

$$E = E\,(E_0, E_0'\ \psi, \lambda, j_m, x) \qquad [7]$$

$$V = V\,(E_0, E_0',\ \psi, \lambda, j_m, x)\,. \qquad [8]$$

Berechnet man aus dem Feldausdruck [7] die kritische Feldstärke E_k, substituiert mittels dieser Beziehung in der Gleichung [8]

E_0 durch E_k, dann ist der gesuchte funktionale Zusammenhang $V(E_k)$ zwischen V_L und E_k hergestellt, und die Kombination von $I(E_k)$ und $V(E_k)$ ergibt die Gleichung der Charakteristik.

β) II. Methode.

Nach dieser Methode erhält man, bei Vorgabe der beiden Feldgradienten (resp. der Raumdichten) an den beiden Elektroden, die kritische Feldstärke explizit als Funktion der Elektrodenspannung.

c) Berechnung der Charakteristik für einen speziellen Fall.

Setzen wir den Fall normaler Emission und unelastischer Zusammenstösse; dann hat die Strömungsfunktion die einfache Gestalt

$$I = e^{-\alpha x_k} = e^{-\frac{1}{2}\lambda\sqrt{\frac{e}{E_k}}} \qquad [4a]$$

Unterdrückt man ausserdem in der Ionengleichung den Ionisierungs- und Diffusionsterm (diese Vernachlässigungen sind ausserhalb des Ionisierungsraums und für kleine Ströme zulässig) und setzt $E_0' = 0$, dann nimmt der Ausdruck für die Feldstärke die Form

$$E = \sqrt{E_0^2 - 2\,\psi\,x} \qquad [7a]$$

und derjenige für das Potential die Gestalt

$$V = \frac{E_0^3 - (E_0^3 - 2\,\psi\,x)^{3/2}}{3\,\psi} \qquad [8a]$$

an. Durch Elimination von E_0 erhält man direkt V_L als Funktion von E_L

$$V_L = \frac{(E_L + 2\,\psi L)^{3/2} - E_L^3}{3\,\psi} \qquad [5a]$$

Für praktische Zwecke formt man zweckmässig [5a] durch die Substitutionen

$$\eta_L = \frac{L}{V} E_L \qquad \chi = \psi \frac{L^3}{V^2}$$

in

$$3\,\chi = (\eta_L^2 + 2\,\chi)^{3/2} - \eta_L^3$$

um, entnimmt der zu diesem Zweck konstruierten η_L, χ-Kurve jeweilen das zu dem gegebenen Parameter χ gehörige η_L und substituiert das so gefundene η_L in der Strömungsgleichung:

$$I = e^{-\alpha x_k} = e^{-\sqrt[p]{\eta_L}} = e^{-\sqrt[\beta]{E_L}};$$

dabei bedeutet $p = \frac{1}{2\lambda}\sqrt{\frac{eL}{V}}$ und $\beta = \frac{\sqrt{e}}{2\lambda}$.

C. Numerische Ausführungen.

In der ausführlichen Arbeit finden sich Tabellen, worin z. B. die Bogenlänge s als Funktion der Parameter a und b, weiter die vorhin aufgezählten Ionisierungsfunktionen, ausgesuchte Werte der Feldstärke und der Raumdichte in Abhängigkeit von der Wegkoordinate x, Raumladungsgrenzströme, die Funktion $\eta_L\ (\chi)$ des reduzierten Potentials usw. zahlenmässig dargestellt sind. Deren Wiedergabe kann hier aus Raumgründen auch nicht auszugsweise erfolgen.

D. Vergleichung der experimentellen Daten mit den theoretischen Ergebnissen.

1. Messanordnung und Messergebnisse.

Nach einer kurzen Charakterisierung der frühern Messungen der auf diesem Gebiet arbeitenden Forscher[1]) wurden in der ausführlichen Fassung die Ergebnisse analoger, in Basel ausgeführter Versuche wiedergegeben.

Der Fortschritt gegenüber den vorhergehenden Arbeiten besteht in der wesentlich verbesserten Beleuchtungs- und Strommessungsmethode: Der im Parallelplattenkondensator mittels einer Quarzquecksilberlampe photoelektrisch erregte Strom wurde durch den mit Hilfe eines Flüssigkeitsfilters stetig messbar veränderlichen Strom einer Elster und Geitel'schen Kaliumzelle kompensiert. Als Indikator der erfolgten Kompensation diente ein nach den Angaben von Herrn Prof. Dr. W. Matthies konstruiertes Einfadenelektrometer.[2])

[1]) A. G. Stoletow (L. 18), E. Bloch (L. 1) und A. Partsch (L. 9).
[2]) W. Matthies (L. 6).

Die für Luft ermittelten Messdaten sind in der Tafel I aufgezeichnet: Als Abszissen wurden die Grössen der reduzierten Spannungen

$$\frac{V}{L}\,\frac{\lambda}{\lambda_0}$$

verwendet (dabei bezieht sich die mittlere freie Weglänge λ_0 auf die Werte eines mittleren Luftdrucks $p_0 = 740$ mm Hg und einer mittleren Zimmertemperatur $t_0 = 20^0$ Cels.). In Richtung der Ordinate sind die Stromdichten in willkürlicher Einheit aufgetragen; dabei sind aber die zum mittleren Spannungsbereich gehörigen Stromdichten nach Möglichkeit zur Deckung gebracht worden. Es lassen sich beinahe alle Messpunkte für die Plattenabstände $L = 2{,}224$, 1,0186, 0,522 cm in eine glatte Kurve einordnen, nur die auf den kleinsten Abstand $L = 0{,}214$ cm bezüglichen fallen merklich aus dieser Normalkurve. In Tabelle I finden sich auf der ersten und zweiten Horizontalreihe die zusammengehörigen Strom- und Spannungswerte einer beliebig herausgegriffenen Messreihe; in der dritten Reihe sind die jeweiligen Stromverhältnisse j_1/j_n zusammengestellt; am Kopf der Tabelle stehen die Werte des Plattenabstandes L, des Luftdrucks p und der Temperatur t des Beobachtungsraums.

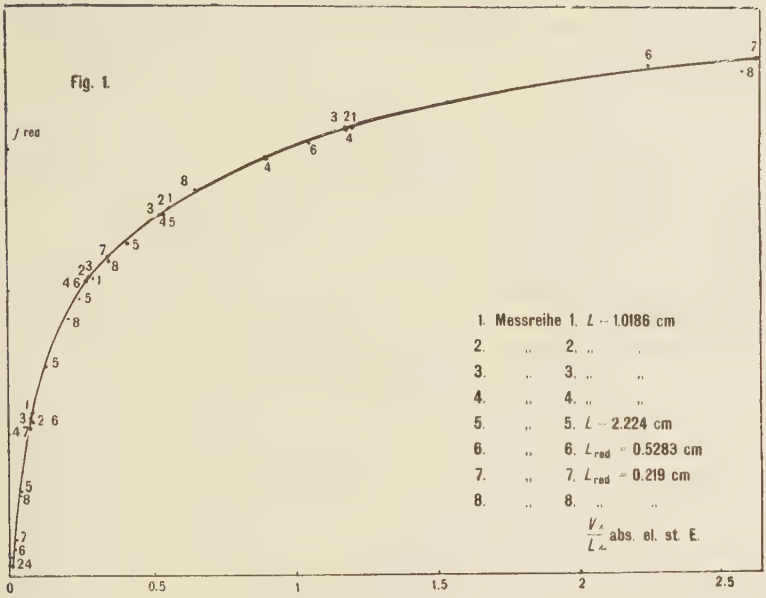
Tabelle I: Messresultate in Luft (Feuchtigkeitsgehalt ca. 60%)

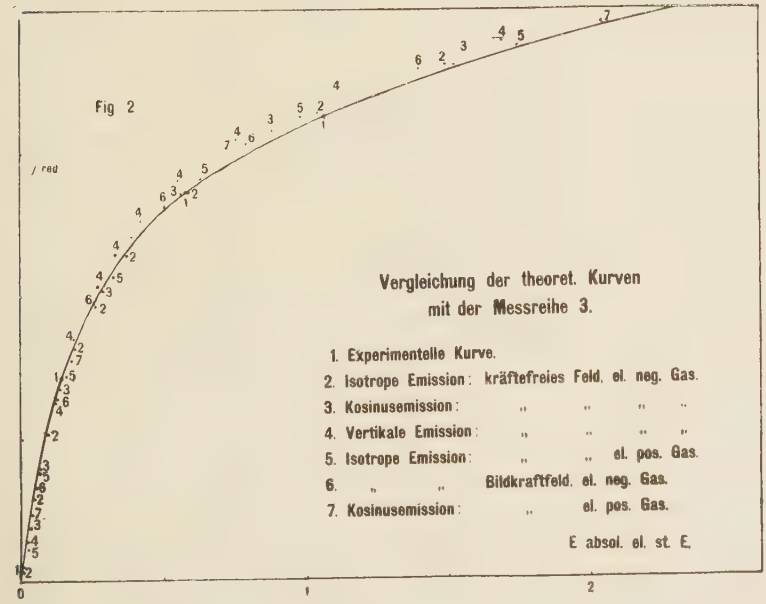
L = 1,0186 cm		p = 743 mm Hg		t = 20,8° C.		
V (Volt)	706	324	174,2	44,0	4,13	1,0186
$j \cdot 10^{10}$ · Amp.	1,3225	1,074	0,8990	0,4660	0,03370	0,003453
j_1/j_n	1	1,2317	1,471	2,838	39.25	383,0

2. Prüfung der Theorie.

Nachdem in der Dissertation ein längeres, hier unterdrücktes Kapitel der Vergleichung der tatsächlichen Messbedingungen mit den der Theorie zugrunde liegenden physikalischen Annahmen gewidmet worden ist, beschäftigt sich der folgende Abschnitt mit der Ermittlung derjenigen Strömungsfunktion, die den besten Anschluss an die experimentell gefundenen Charakteristiken ergibt.

Es zeigt sich, dass die Erklärungsversuche unter alleiniger Benützung der Ionengleichung, unabhängig von den verwendeten





Grenzbedingungen, nicht ausreichen; auch die Berücksichtigung einer eventuellen Ionisation an der Gegenplatte führt nicht weiter. Nur die im Abschnitte B 1 auseinandergesetzte Bildkrafthypo-

these vermag eine befriedigende Erklärung des wesentlichen Charakters der unipolaren elektrischen Leitung in Gasen zu geben.

Ist die Bildkraft, zusammen mit dem Emissionsgesetz, der für die Gestalt der Stromspannungskurve bestimmende Faktor, so muss unabhängig vom genauern Vorgang (insbesondere unabhängig vom Emissionsvorgang) das Stromverhältnis nur eine Funktion von

$$\alpha s = y_k = \gamma' x_k = \frac{\beta}{\sqrt{E_k}} = \sqrt{\frac{p}{\eta_k}}$$

sein:

$$I = I\left(\frac{\beta}{\sqrt{E_k}}\right).$$

Trägt man die gemessenen Stromdichten als Funktion von E_k auf, so zeigt es sich, dass eine solche funktionale Beziehung nahezu erfüllt ist. Im Gebiet kleiner Spannungen (Grössenordnung 1 Volt) kann der Anschluss an das Experiment durch Einführung einer Kontaktpotentialdifferenz fast vollkommen gestaltet werden.

Tabelle II: Werte des β-Parameters

Charakterisierung der Messreihen und Messpunkte	Vertikale Emission	Homogene Emission ohne Berücks. d. Bahnkrümmg. Gas elektroneg.	Homogene Emission ohne Berücks. d. Bahnkrümmg. Gas pos.	Homogene Emission mit Bahnkrümmg. Gas elektroneg.	Kosinusemission el. neg. Gas ohne Berück.d.Bahnk.	Kosinusemission el. pos. Gas mit Bahnk.
L = 1,0186 cm j_1/j_2	0,6646	0,326	0,471	0,400	0,431	0,479
V = 706 Volt j_1/j_3	0,5874	0,307	0,403	0,360	0,387	0,423
j_1/j_4	0,5205	0,298	0,377	0,344	0,359	0,386
j_1/j_5	0,4221	0,291	0,335	0,318	0,322	
Mittelwert von β	0,5486	0,3054	0,3965	0,3555	0,3746	0,429
Abweichung vom β-Mittelwert	0,1028	0,0152	0,0574	0,0340	0,046	0,047
Mittelwert v. λ_0 10^5	1,99	3,57	2,75	3,07	2,91	2,54

Der nächste Schritt besteht in der Ermittlung der analytischen Form der theoretischen Charakteristiken. In Tabelle II liegt das (an der in der Tabelle I wiedergegebenen Messreihe) gewonnene Ergebnis der Berechnung des β-Parameters vor (die übrigen ergeben dasselbe), und zwar ist der $(n-1)$te Wert (Bezeichnung in Tab. I: j_1/j_n) so bestimmt, dass das relative Strom-

verhältnis j_1/j_n zweier experimentellen Stromdichten j_1 und j_n gleich dem entsprechenden Strömungsfunktionsverhältnis

$$\frac{I\left(\frac{\beta}{\sqrt{E_k^1}}\right)}{I\left(\frac{\beta}{\sqrt{E_k^{(n)}}}\right)}$$

ist (dabei bedeuten E_k^1 und $E_k^{(n)}$ die zu j_1 und j_n gehörigen kritischen Feldwerte). In der Tabelle II wurden die β-Parameter einmal unter der Annahme unelastischer Stösse, erstens im Falle geradliniger Bahnen für die drei Möglichkeiten der normalen, der isotropen und der Kosinusemission und zweitens unter Berücksichtigung der Bahnkrümmung für die isotrope Emission berechnet (die Strömungsfunktion für die Kosinusemission im Bildkraftfeld unterscheidet sich von derjenigen im kräftefreien Feld nur durch einen konstanten Faktor). Daneben finden sich für ein Gas mit einem Reflexionskoeffizienten $r = 0{,}5$ die Parameter der Strömungsfunktionen im Falle isotroper Emission und geradliniger Bahnen und zweitens im Falle der Kosinusemission und gekrümmter Bahnen.

Die Parameter zeigen in allen Fällen einen gleichsinnigen Gang; dieser ist für den Fall der isotropen Emission und geradliniger Elektronenbahnen am geringsten. Die angeführten Beträge des Parameters ergeben in allen Fällen angenähert den gaskinetischen Wert ($\lambda_g = 3{,}34\ 10^{-10}$ cm) der mittleren freien Weglänge. Ein vollkommener Anschluss der theoretischen Charakteristiken an die experimentellen konnte danach nicht erzielt werden. Dass die Abweichungen aber nicht sehr beträchtlich sind, geht deutlich aus der Tafel II hervor.

In der ausführlichen Fassung wurden die möglichen Gründe der nicht ganz vollkommenen Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment erörtert; insbesondere wurde auf die Möglichkeit hingewiesen, dass die beiden fundamentalen Annahmen, wonach die emittierte Elektronenmenge unabhängig vom Feld, und die Ionendiffusion durch die Stelle minimalen Potentials unmerklich klein ist, nicht gültig sind und endlich wurde auf eine weitere experimentelle Prüfungsmöglichkeit aufmerksam gemacht.

Literaturverzeichnis.

1. Bloch, E. Le Radium **7,** S. 125—135, 1910.
2. Epstein, P. S. Verh. d. d. phys. Ges. **21,** S. 85—99, 1919.
3. Jaffé, G. Ann. d. Phys. (4) **43,** S. 249—281, 1914.
4. Langevin, P. Le Radium **10,** S. 113—118, 1913.
5. Matthies, W. Verh. Nat. Ges. Basel **28,** S. 462—499, 1917.
6. Matthies, W. Soc. suisse phys. Arch. sc. phys. nat. (5) **3,** S. 318, 1921.
7. Matthies-Straub, Soc. suisse phys. Arch. sc. phys. nat. (5) **3,** S. 319, 1921.
8. Mie, G. Ann. d. Phys. (4) **13,** S. 857—889, 1904.
9. Partsch, A. Ann. d. Phys. (4) **44,** S. 556—584, 1914.
10. Riecke, E. Ann. d. Phys. (4) **12,** S. 52—84, 1903.
11. Rutherford, E. Phys. Rev. **13,** S. 321, 1901.
12. Schweidler, E. v. Sitz.ber. d. kais. Akad. z. Wien **108,** IIa, S. 899, 1899; **113** IIa, S. 1120, 1904.
13. Seeliger, R. Diss. München 1910; Ann. d. Phys. (4) **33,** S. 319—380, 1910.
14. Seeliger, R. Die Ionisation der Gase, Handbuch d. Elektr. u. d. Magnet. Bd. III, Lieferung 3, S. 351—440, 1920.
15. Seemann, H. Diss. Königsberg 1912.
    Ann. d. Phys. (4) **38,** S. 781—829, 1912.
16. Schottky, W. Phys. Ztschr. **15,** S. 872—878, 1914.
17. Schottky, W. Ann. d. Phys. **44,** S. 1011—1032, 1914; Phys. Ztschr. **15,** S. 526—528 und 624—630, 1914.
18. Stoletow, A. G. Journ. d. Phys. (2) **9,** S. 468—473, 1890; C. R. **106,** S. 1149 bis 1152, 1888; C. R. **108,** S. 1241—1243, 1889; Physikal. Revue **1,** S. 723 bis 780, 1892.
19. Thomson, J. J. und Rutherford, E. Phil. Mag. (5) **42,** S. 392—407, 1896.
20. Thomson, J. J. Elektrizitätsdurchgang in Gasen, Deutsche Ausgabe bes. von Marx, E., S. 170 und 218 ff. Leipzig 1906. Conduction of electricity through gases, II. ed., Cambridge.
21. Townsend, J. S. Electricity in gases, S. 260 ff., 297 ff. Oxford 1915. Die Ionisation der Gase, Handbuch der Radiologie, T. 1. Leipzig 1920.

Vita.

Ich, Hans Straub, wurde am 21. Januar 1892 in Basel geboren als Sohn des Ulrich Straub †, Lehrer, und seiner Ehefrau Lina geb. Gsell. Nach dem Besuch der hiesigen Primarschule und des Gymnasiums erwarb ich im Frühling 1910 das Maturitätszeugnis. An der Universität Basel widmete ich mich dem Studium der Physik, Mathematik, Chemie, Zoologie und Botanik, um mich dann bald vorzugsweise im Physikalischen Laboratorium des Bernoullianums zu betätigen. Im Wintersemester 1912/13 besuchte ich die Berliner Hochschule und hörte dort die Vorlesungen der Herren Professoren Frank, Goldschmidt, Henning, Kiebitz, Knopp, Nernst, Schwarz, Warburg, v. Wilamowitz-Moellendorf und Witt. Das folgende Jahr verbrachte ich grossenteils als Volontär in der Firma Klingelfuss & Co. Eine im Sommer 1914 bei einer amerikanischen Familie angetretene Hauslehrerstelle nahm anlässlich des Krieges ein vorzeitiges Ende, dafür fielen mir eine Reihe von Vikariaten an der Obern und Untern Realschule und an der Freien Schule zu. Im Herbst 1917 bestand ich das Oberlehrerexamen in Physik, Mathematik und Chemie. Darauf begann ich unter der Leitung von Herrn Prof. W. Matthies eine im wesentlichen theoretische Arbeit. Die Übernahme einer Lehrstelle in einem Maturandeninstitut, Privatstunden und später eine etwa 1½ Jahre dauernde, wegen der Liquidation der Firma aufgelöste Anstellung als Physiker im Laboratorium der Giuliniwerke Basel verzögerte die Abfassung der Dissertation so sehr, dass sie erst im Frühling 1923 zum Abschluss gelangte.

Während meiner Studienzeit in Basel besuchte ich die Vorlesungen und Übungen der Herren Professoren: W. Matthies, A. L. Bernoulli, L. Bieberbach, Fr. Fichter, A. Fischer, R. Flatt, R. Fueter, A. Hagenbach, P. Häberlin, E. Hecke, Fr. Heman, H. Mohrmann, A. Riggenbach, H. Rupe, G. Senn, O. Spiess, H. Veillon, C. Von der Mühll, H. Zickendraht und F. Zschokke. Allen den genannten Herren möchte ich meinen herzlichsten Dank für alle von ihnen empfangenen Anregungen aussprechen, insbesondere danke ich meinem verehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Matthies, für die wertvollen Ratschläge und das andauernde Interesse an meiner Arbeit.